

07

## Метод расчета рабочих характеристик кремниевых гетеропереходных солнечных элементов с произвольными параметрами кристаллической подложки

© И.Е. Панайотти<sup>1</sup>, Е.И. Теруков<sup>2,3</sup>, И.С. Шахрай<sup>2,4</sup><sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“, Санкт-Петербург, Россия<sup>3</sup> НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике при Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия<sup>4</sup> ГК „Хевел“, Москва, Россия

E-mail: panaiotti@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 15 мая 2020 г.

В окончательной редакции 15 мая 2020 г.

Принято к публикации 19 мая 2020 г.

Исследованы особенности токовых процессов в кремниевых гетеропереходных тонкопленочных солнечных элементах. Предложенная модель учитывает амбиполярный характер движения носителей заряда и позволяет рассчитывать рабочие характеристики при произвольном соотношении между длиной диффузии и толщиной кристаллической подложки. Описан численный метод оценки скорости рекомбинационных потерь на поверхностях кремниевых пластин, основанный на сравнительном анализе экспериментальных значений токов короткого замыкания и напряжений холостого хода.

**Ключевые слова:** гетеропереходные солнечные элементы, кристаллические кремниевые подложки, поверхностные рекомбинационные потери.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.17.49883.18377

Гетеропереходные тонкопленочные солнечные элементы — НПТ-элементы (НПТ — heterojunction with intrinsic thin-layer solar cells), изготовленные на основе кристаллического кремния, широко используются в процессе производства современных солнечных батарей. В настоящее время эффективность лучших образцов превышает 26% [1,2]. Дальнейшее улучшение рабочих характеристик НПТ-элементов является актуальной задачей современной солнечной энергетики.

Процесс изготовления НПТ-элемента включает в себя этап формирования гетеропереходов на обеих поверхностях кристаллической кремниевой (*c*-Si) подложки путем нанесения тонких пленок аморфного гидрогенизированного кремния *p*- и *n*-типа. Обычно используются пластины *c*-Si, легированные донорной примесью с концентрацией  $N_d \geq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , с исходным объемным временем жизни свободных носителей заряда  $\tau_0 \geq 1.5 \text{ ms}$ . Толщина подложки составляет 90–160  $\mu\text{m}$ .

В [3] был предложен метод моделирования процессов в НПТ-элементах, основанный на использовании экспериментальных значений плотностей токов короткого замыкания  $J_{sc}$ . Однако развитая теория учитывала только случай  $L_{diff} \gg d$ , где  $L_{diff}$  — длина диффузии носителей заряда, а  $d$  — толщина подложки. Такое соотношение не всегда выполняется в реальных условиях. Например, на околоземных орбитах вследствие облучения солнечных элементов частицами высоких энергий времена жизни носителей заряда заметно снижаются, и длина диффузии может оказаться сравнимой с толщиной

подложки. С целью интерпретации экспериментальных данных об уменьшении  $J_{sc}$  после радиационного воздействия на НПТ-элементы в [4] была предложена модель, справедливая для произвольного соотношения между  $L_{diff}$  и  $d$ . Однако в [4] были рассмотрены только близкие к режиму короткого замыкания условия фотоэлектрического преобразования, когда концентрации избыточных носителей зарядов малы по сравнению с уровнем легирования подложки  $\Delta p \ll N_d$ . Целью данного исследования является разработка обобщенной модели переноса зарядов в кристаллических кремниевых подложках с произвольными параметрами во всем токовом диапазоне.

В рамках предлагаемой модели НПТ-элемент рассматривается как  $p^+ - n - n^+$ -диод, базой которого является кристаллическая кремниевая подложка (рис. 1), причем  $p^+ - n$ - и  $n - n^+$ -гетеропереходы формируют достаточно высокие потенциальные барьеры для электронов и дырок соответственно [5], так что

$$J_p(x=0) \approx J \text{ и } J_n(x=d) \approx J, \quad (1)$$

где  $J < 0$  — проекция на ось  $x$  вектора полной плотности тока  $\mathbf{J}$  (рис. 1), а  $J_p$  и  $J_n$  — проекции на ось  $x$  плотностей дырочного и электронного токов. Зонная структура НПТ-элемента указывает на практически полное отсутствие контактной разности потенциалов у  $n - n^+$ -гетероперехода [5]. При этом область пространственного заряда  $p^+ - n$ -гетероперехода проникает в глубь кристаллической подложки лишь на несколько

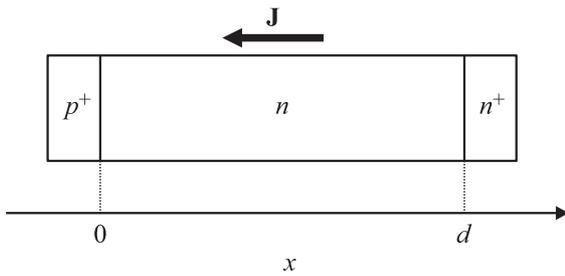


Рис. 1. Полупроводниковая структура НИТ-элемента.

десятих микрометра, поэтому толщины квазинейтральной базы и подложки практически совпадают.

В [4] было обосновано, что вследствие многократного переотражения падающего излучения внутри полупроводниковой структуры в модели правомерно использовать усредненное значение скорости фотогенерации электронно-дырочных пар  $G \approx \text{const}(x)$ , где  $x$  — координата сечения  $n$ -базы. Кроме того, в силу крайне малых величин напряженности электрического поля в  $n$ -базе при характерных для НИТ-элемента рабочих плотностях токов можно исключить из рассмотрения дрейфовый механизм переноса электронов и дырок. В режимах максимальной выходной мощности и холостого хода концентрации избыточных носителей заряда  $\Delta p$  могут быть сравнимы и даже значительно превосходить  $N_d$  [3]. Поэтому в расчетах следует одновременно учитывать как снижение времени жизни носителей заряда за счет влияния механизмов оже-рекомбинации [6], так и амбиполярный характер их диффузионного движения. Распределения  $\Delta p(x)$  в  $n$ -базе можно найти из решения одномерного стационарного уравнения непрерывности для дырок

$$G - \frac{\Delta p}{\tau} + D \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} = 0, \quad (2)$$

где

$$D = D_p \frac{2b\Delta p + bN_d}{\Delta p(b+1) + bN_d} \quad (3)$$

— амбиполярный коэффициент диффузии [7],  $D_p$  — коэффициент диффузии дырок,  $b = 2.8$  — отношение подвижностей электронов и дырок в кристаллическом кремнии,  $\tau = [\tau_0^{-1} + \tau_{Auger}^{-1}]^{-1}$  — результирующее объемное время жизни носителей заряда в  $n$ -базе,  $\tau_{Auger} = [C_n(N_d + \Delta p)^2 + C_p(N_d + \Delta p)\Delta p]^{-1}$  — время жизни носителей заряда при оже-рекомбинации,  $C_n = [2.8 \cdot 10^{-31} + (2.5 \cdot 10^{-22}) / (N_d + \Delta p)^{0.5}] \text{ cm}^6/\text{s}$ ,  $C_p = 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}$  [3]. Поскольку фотогенерация неравновесных электронно-дырочных пар соответствует включению в эквивалентную электрическую схему НИТ-элемента генератора тока с плотностью тока  $J_{sc}$  [8], граничные условия для уравнения (2) определим как

$$\frac{d\Delta p}{dx} = -\frac{J - J_{surf}}{qD} \text{ при } x = 0, \quad \frac{d\Delta p}{dx} = 0 \text{ при } x = d, \quad (4)$$

где  $q$  — заряд электрона,  $J_{surf} > 0$  — проекция на ось  $x$  вектора суммарной плотности тока поверхностной

рекомбинации.  $J_{surf} = S_0 \Delta p(x=0) + S_d \Delta p(x=d)$ , где  $S_0$  и  $S_d$  — скорости поверхностной рекомбинации на фронтальной и тыльной сторонах подложки. Уравнения (2)–(4) являются основой для численного моделирования произвольных токовых процессов в НИТ-элементах. Однако в настоящей работе ограничимся рассмотрением случаев, когда возможно аналитическое представление результатов вычислений.

Оценки показывают, что в интервале  $0 < |J| \leq J_{sc}$ , где  $J_{sc} \approx 35\text{--}40 \text{ mA/cm}^2$  в условиях АМ1.5, значения  $D$  и  $L_{diff} = \sqrt{D\tau}$  в основном определяются величиной плотности тока и слабо зависят от координаты  $x$ . Тогда из решения уравнения (2) с граничными условиями (4) можно получить аналитическую зависимость

$$J = \frac{\text{sh}\left(\frac{d}{L_{diff}}\right)}{\text{ch}\left(\frac{d-x}{L_{diff}}\right)} \left( -qGL_{diff} + \frac{qD\Delta p(x)}{L_{diff}} \right) + J_{surf}, \quad (5)$$

которая на границе  $p^+ - n$ -гетероперехода (в сечении  $x = 0$ ) имеет вид

$$J = -J_{sc} + \frac{qD\Delta p(x=0)}{L_{diff}} \tanh\left(\frac{d}{L_{diff}}\right) + J_{surf}. \quad (6)$$

Здесь

$$J_{sc} = qGL_{diff} \tanh\left(\frac{d}{L_{diff}}\right) \quad (7)$$

— плотность тока фотогенерации электронно-дырочных пар [4].

Падение напряжения на структуре НИТ-элемента  $U$  практически полностью определяется величиной прямого смещения  $p^+ - n$ -гетероперехода [3]:

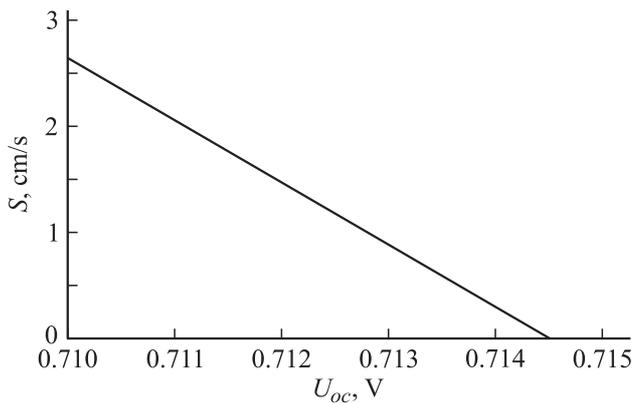
$$U \approx \frac{kT}{q} \ln \left\{ \frac{\Delta p(x=0)[\Delta p(x=0) + N_d]}{n_i^2(T)} \right\}, \quad (8)$$

где  $n_i(T)$  — собственная равновесная концентрация носителей заряда в подложке при заданной температуре  $T$ ;  $k$  — постоянная Больцмана.

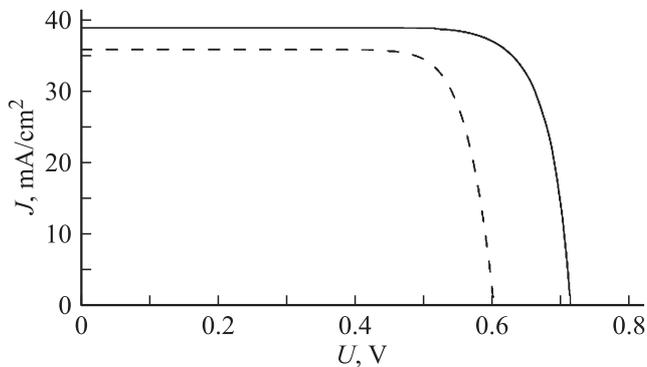
В режиме холостого хода ( $J = 0$ ) распределение избыточных носителей заряда в  $n$ -базе  $\Delta p_{oc}$  является практически однородным, поэтому  $J_{surf} = qS\Delta p_{oc}$ , где  $S = S_0 + S_d$  — суммарная скорость поверхностной рекомбинации. Концентрация  $\Delta p_{oc}$  связана с напряжением холостого хода  $U_{oc}$  через выражение (8). Тогда величину  $S$  можно оценить с помощью (6), используя результаты измерений  $J_{sc}$  и  $U_{oc}$ :

$$S \approx \frac{J_{sc}}{q\Delta p_{oc}} - \frac{D}{L_{diff}} \tanh\left(\frac{d}{L_{diff}}\right). \quad (9)$$

Рис. 2 демонстрирует результаты вычисления суммарной скорости поверхностной рекомбинации. В расчетах были использованы параметры образцов НИТ-элементов из работы [9] с эффективной площадью подложки  $\sim 238 \text{ cm}^2$ . Получено, что  $U_{oc} = 0.714 \text{ V}$  [9] соответствует  $S \approx 0.3 \text{ cm/s}$ , причем  $\Delta p_{oc} \approx 1.36 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\tau \approx 844 \mu\text{s}$ , а  $D/D_p \approx 1.45$ . Значение  $U_{oc}$  для  $S = 0$



**Рис. 2.** Оценочные значения суммарной скорости поверхностной рекомбинации.  $I_{sc} = 9.267$  А,  $N_d = 10^{15}$  см $^{-3}$ ,  $d = 150$  мкм,  $\tau_0 = 1.5$  мс [9].



**Рис. 3.** Теоретические вольт-амперные характеристики НИТ-элемента.  $N_d = 10^{15}$  см $^{-3}$ ,  $d = 150$  мкм. Сплошная кривая —  $\tau_0 = 1.5$  мс, штриховая кривая —  $\tau_0 = 75$  мкс.

следует рассматривать как предельное прямое падение напряжения на области объемного заряда  $p^+ - n$ -гетероперехода при данном токе короткого замыкания  $I_{sc}$ . Реальные скорости поверхностной рекомбинации, вероятно, несколько отличаются от их оценочных значений, так как модель основана на ряде указанных выше приближений и не учитывает наличия токов утечки различного происхождения. Однако, на наш взгляд, предложенный метод определения  $S$  может быть использован на практике для экспресс-оценки качества поверхности кристаллических кремниевых пластин.

На рис. 3 представлены результаты расчета вольт-амперных характеристик, полученные с помощью (6) и (8), в приближении  $S = 0$ . Сплошная кривая построена для случая  $\sqrt{D_p \tau_0} \gg d$  и  $J_{sc} = 39$  мА/см $^2$ . Штриховая кривая моделирует ухудшение работы НИТ-элемента под действием радиации вследствие двадцатикратного снижения  $\tau_0$ , когда  $\sqrt{D_p \tau_0} \approx 2d$ . Плотность тока короткого замыкания при этом уменьшается на 7.8% до  $\sim 36$  мА/см $^2$ , а максимальная мощность, вырабатываемая НИТ-элементом, падает на 22.3% с 22.27 до 17.30 мВт/см $^2$ .

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ФТИ им. А.Ф. Иоффе в области фундаментальных научных исследований.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Yamamoto K., Yoshikawa K., Yoshida W., Irie T., Kawasaki H., Konishi K., Asatani T., Kanematsu M., Mishima R., Nakano K., Uzu H., Adachi D. High efficiency  $\alpha$ -Si/c-Si heterojunction solar cells // 27th Int. Conf. on amorphous and nanocrystalline semiconductors. Program Book. Seoul, Korea, 2017. P.92.
- [2] Милчико В.А., Шалин А.С., Мухин И.С., Ковров А.Э., Красилин А.А., Виноградов А.В., Белов П.А., Симовский К.Р. // УФН. 2016. Т. 186. № 8. С. 801–852.
- [3] Саченко А.В., Шкретий А.И., Коркишко Р.М., Костылев В.П., Кулиш Н.Р., Соколовский И.О. // ФТП. 2015. Т. 49. В. 2. С. 271–277.
- [4] Панайотти И.Е., Теруков Е.И. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. В. 5. С. 9–12.
- [5] Фори П.А., Жигунов Д.М., Бобыль А.В., Теруков Е.И., Каукаров П.К. // Аморфные и микрокристаллические полупроводники. X Междунар. конф. СПб.: ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 2016. С. 209–210.
- [6] Kobayashi E., De Wolf S., Jacques L., Christmann G., Descoedres A., Nicolay S., Despeisse M., Watabe Y., Balif C. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. P. 153503.
- [7] Шалимова К.В. Физика полупроводников. М.: Энергоатомиздат, 1985. 392 с.
- [8] Sze S.M. Physics of semiconductor devices. John Wiley & Sons, 1981. Ch. 14.2. [3и С. Физика полупроводниковых приборов. Пер. с англ. М.: Мир, 1984. Кн. 2. Гл. 14.2.].
- [9] Теруков Е.И., Абрамов А.С., Андронников Д.А., Емцев К.В., Панайотти И.Е., Титов А.С., Шелопин Г.Г. // ФТП. 2018. Т. 52. В. 7. С. 792–795.